Druckabhängigkeit der Gleichspannungskorona zwischen koaxialen Zylinderelektroden

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von
ARNO WALTER
aus Kaukehmen (Ostpr.)

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juni 1940
Tag der Promotion: 15. Oktober 1940

N 51

Druckabhängigkeit der Gleichspannungskorona zwischen koaxialen Zylinderelektroden

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

ARNO WALTER

aus Kaukehmen (Ostpr.)

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juni 1940

Tag der Promotion: 15. Oktober 1940

Referenten: Doz. Dr. H i n d e r e r

Prof. Dr. S c h u m a n n

Einleitung und Ziel der Arbeit

Als Koronaentladung bezeichnet man heute allgemein das "Sprühen" von Elektroden an Stellen starker Oberflächenkrümmung in Gasen von höherem Druck (Atmospärendruck). Die Elektroden, meist Spitzen, scharfe Schneiden und Kanten oder dünne Drähte, befinden sich dabei gegenüber ihrer Umgebung auf einem so hohen Potential, daß die in ihrer Nähe herrschende Feldstärke einen bestimmten, für das umgebende Gas charakteristischen Wert überschreitet. Entladungssystematisch ist die Koronaentladung eine Mischform selbständiger stationärer Entladungen, teils Dunkel-, teils Glimmentladung.

In zahlreichen Veröffentlichungen [1], die sich über einen Zeitraum von mehr als 40 Jahren erstrecken, ist die Koronaentladung sowohl vom experimentellen als auch vom theoretischen Standpunkt aus eingehend behandelt worden. Infolge ihrer großen technischen Bedeutung ("Koronaverluste" an Hochspannungsanlagen; Koronafilter) ist es begreiflich, daß ein großer Teil der Arbeiten unter diesem Gesichtspunkt abgefaßt ist. Im Vordergrund des Interesses standen meist Anfangsfeldstärke und Strom-Spannungscharakteristik, sowie deren Abhängigkeit von verschiedenen Parametern, wie Form, Abmessungen und Polarität der Elektroden, Art des Gases, Druck, Temperatur usw., ferner besonders in neuerer Zeit, die Erforschung der bei dieser Entladungsform sich abspielenden Elementarprozesse.

Die auf die Druckabhängigkeit der Koronaentladung bezüglichen Untersuchungen enthalten fast durchweg nur Angaben über die Abhängigkeit der Anfangsfeldstärke bzw. -spannung vom Gasdruck. Die Druckabhängigkeit des Koronastroms ist dagegen im einzelnen wenig untersucht worden. Bei Werner [2] findet sich eine Formel für den Ersatzwiderstand einer zylindrischen Strecke mit positivem Axialdraht in Wasserstoff als Funktion vom Druck, die jedoch nur im Gebiet kleiner Stromstärken, d.h. bei linearer Strom-Spannungscharakteristik und für Drucke unter 150 Torr gilt.

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel die Untersuchung der Koronaentladung in einer Zylinderstrecke mit positivem Axialdraht in Luft in Abhängigkeit vom Druck, und zwar sowohl bei zeitlich konstantem als auch bei rasch veränderlichem Druck. Dabei war die Möglichkeit zu erörtern, eine Koronastrecke zum Nachweis gewisser akustischer Vorgänge (etwa Explosions-Knallwellen) zu benutzen. (Koronamikrophon.)

---

1) Zusammenfassende Darstellungen der Ergebnisse sowie Schrifttumsnachweise z.B. in:

v. Engel-Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, 1932/34.

R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen, 2. Aufl. 1934.

G. Mierdel, Townsend-Entladungen (Handb. d. Experimentalphysik, Bd. 13, 3, 1929).

2) Sven Werner, Z.f.Phys. 92, 1934, S. 708.

I. Zeitlich konstante Drucke

Versuchsanordnung

Die allgemeine Schaltung der Entladungsstrecke K zeigt Abb. 1. Der den Sprühdraht umgebende Zylinder steht über den Widerstand R_1 (2 bis 4 Megohm) mit dem negativen Pol der Hochspannungsquelle H, deren positiver Pol geerdet ist, in Verbindung. In die vom Sprühdraht zur Erde führende Leitung konnten durch Öffnen der betreffenden Schalter ein Milliamperemeter S und ein weiterer Widerstand R_2 (0,1 bis 2 Megohm) gelegt werden. An AB konnte wahlweise ein Röhrenvoltmeter, ein Verstärker oder das eine Plattenpaar eines Kathodenstrahl-Oszillographen angeschlossen werden. E ist ein Wulf'sches Hochspannungs-Elektrometer, das den Spannungsabfall an der Strecke maß.

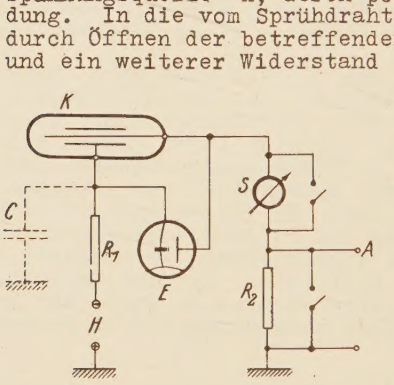

Abb. 1.

Die bei den statistischen Messungen verwendete Strecke bestand aus einem Platindraht von 0,0145 cm bzw. 0,006 cm Radius und einem diesen umgebenden Zylinder aus Chrom-Nickelblech mit einem Innenradius von 0,4 cm (Kathode 1) bzw. 0,8 cm (Kathode 4), und einer Länge von 3,6 cm. Kathode war stets der äußere Zylinder. Die Chrom-Nickelkathode 1 konnte außerdem gegen eine Nickelnetz-Kathode (Kathode 2) von gleichen Abmessungen sowie gegen eine solche aus vernickeltem Kupfer (Kathode 3) von ebenfalls gleichen Abmessungen, jedoch mit aufgebördeltem Rand, ausgetauscht werden. Zur Variierung des Drucks konnte die Entladungsstrecke mittels Schliffsockels in ein zylindrisches Glasgefäß von 6 cm Durchmesser und 30 cm Länge eingesetzt werden.

Als Versuchsgas diente trockene Zimmerluft. Der Druckbereich erstreckte sich bei den statischen Messungen von 550 bis 950 Torr. Die Unterdrucke gegenüber dem Atmosphärendruck wurden mit einer Vorvakuum-Pumpe hergestellt, die Überdrucke mittels der Preßluft des Instituts, die auch zur Beseitigung der während der Entladung sich bildenden Gase und zur gleichzeitigen Zufuhr von Frischluft diente. Um diese von Staub und Feuchtigkeit zu befreien, war dem Glasgefäß über einen Dreiweghahn ein Rohr mit einer Füllung von Glaswolle und Calciumchlorid vorgeschaltet. Ferner konnten - ebenfalls über einen Dreiwegehahn - an das Glasgefäß einerseits ein Quecksilbermanometer und anderseits ein Glasballon von etwa 50 Liter Inhalt angeschlossen werden. Der Glasballon, der sich über einen weiteren Hahn mit der Außerluft in Verbindung bringen ließ, verhinderte einen durch die Leistungsaufnahme der Strecke (bis zu 10 Watt) verursachten Druckanstieg im Entladungsgefäß, der sich zunächst störend bemerkbar gemacht hatte.

Die Hochspannung wurde in üblicher Weise mit Hochspannungstransformator und Glühkathoden-Ventilen erzeugt. Die Anlage wurde für den Betrieb mit 500-periodigem Wechselstrom gebaut, um mit nicht zu großem Aufwand an Beruhigungskapazität eine hinreichende Glättung der Spannung zu erzielen. Als Schaltung war die Kaskadenschaltung gewählt worden. Es konnten bei beliebiger Polung gegen Erde Spannungen bis zu 20 kV bei einer Stromstärke von 5 mA entnommen werden. Die Kapazität des Ladekondensators betrug 0,1 μF.

Der Koronastrom wurde sowohl direkt mit dem Milliamperemeter S (Vollausschlag auf dem empfindlichsten Meßbereich 0,1 mA) gemessen als auch mittels Röhrenvoltmeters. R_2 war in diesem Fall ein Präzisions-Meßwiderstand. Beide Meßgeräte waren durch parallel zum Eingang geschaltete Glimmlämpchen gegen Gefährdung infolge Durchschlags in der Entladungsstrecke gesichert.

Durchführung und Ergebnisse der Messungen

a) Strom-Spannungskennlinienschar

Zunächst wurden Strom-Spannungskennlinien aufgenommen mit dem Druck als Parameter. Die Messungen gestalteten sich recht mühsam und zeitraubend, da wegen der Erwärmung der Luft in unmittelbarer Nähe des Sprühdrahtes an dieser Stelle eine ganz andere Luftdichte herrschte, als die zum abgelesenen Luftdruck und zur jeweiligen Raumtemperatur gehörige. Es mußte daher möglichst rasch Strom- und Spannungswert abgelesen und danach gewartet werden, bis Abkühlung auf Raumtemperatur eingetreten war, bevor der nächste Meßpunkt aufgenommen werden konnte. Ließen sich vorhergehende Meßwerte trotzdem nicht mehr hinreichend reproduzieren, dann wurde das Entladungsgefäß mit Frischluft durchgespült. Trotz der Vorsichtsmaßnahmen stimmten die an verschiedenen Tagen erhaltenen Meßwerte oft nicht genau überein, was wahrscheinlich auf Veränderungen der Elektroden zurückzuführen ist.

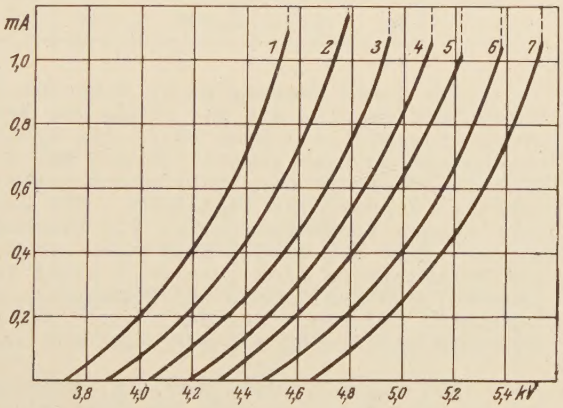

Abb. 2.

Abb. 2 zeigt die Ergebnisse der Messungen (r_i = 0,0145 cm, r_a = 0,4 cm, Kathode 1, t = 20°C). Als Abszissen sind die an der Strecke liegenden Spannungen in kV, als Ordinaten die zugehörigen Werte des Koronastroms in mA eingetragen. Die Zahlen neben den Kurven bedeuten folgende Druckwerte in Torr:

Tab. 1 (zu Abb. 2)

1	2	3	4	5	6	7
660	700	740	780	820	860	900

Die gestrichelte Fortsetzung der Kurven soll andeuten, daß bei der befreffenden Spannung Durchschlag der Strecke erfolgte.

b) Strom-Druckkennlinien

Die Abb. 3a, 4a, 5a, 6a und 7a stellen Strom-Druckkennlinien dar. Die näheren Daten gehen aus Tab. 2 hervor. Die letzten beiden Spalten der Tabelle geben die kleinste bzw. größte im Entladungsraum herrschende Feldstärke an für den Fall schwächerer Ströme.

Die gemessenen Werte des Koronastroms wurden stets auf eine Raumtemperatur von 20°C bezogen. Abweichende Werte wurden durch Druckkorrektur gemäß der Formel $\Delta p = \frac{p}{293} \Delta t$ (Δt Temperaturänderung in °C, Δp zugehörige Druckkorrektur in Torr) berücksichtigt.

Abb. Nr.	Spann. kV	r_i cm	r_a cm	Kath. Nr.	E_{min} kV/cm	E_{max} kV/cm
5a 1	6,05	0,0145	0,4	1	4,5	126
2	8,32		0,8	4	2,6	141
6a	6,05	0,0145	0,4	3	4,5	126
7a 1	4,91	0,006	0,4	1	2,9	194
2	4,65				2,7	184
8a	4,91	0,006	0,4	2	2,9	194
9a	4,91	0,006	0,4	3	2,9	194

Vor jeder Messung wurde zunächst das Entladungsgefäß mit Frischluft gefüllt und mit Hilfe des Manometers der gewünschte Druck eingestellt. Dann wurde die Spannung eingeschaltet, die von vornherein so hoch gewählt wurde, daß die Entladung auch beim höchsten vorkommenden Druck nicht aussetzte, und sofort die zugehörige Stromstärke abgelesen. Für jeden Meßpunkt wiederholte sich dieses Verfahren, wobei die Spannung stets konstant gehalten wurde. Auch bei diesen Messungen zeigte es sich, daß die Werte des Koronastroms sich innerhalb eines Tages recht genau reproduzierten, daß das jedoch bei Messungen, die längere Zeit auseinanderlagen, oft nicht der Fall war. Die beobachteten Abweichungen betrugen bis zu 10 % nach oben und unten.

Bei Kurve 1 der Abb. 3a erfolgte bei Drucken < 650 Torr Durchschlag der Strecke. Die Überschneidung der beiden Kurven in Abb. 5a erklärt sich daraus, daß sie Meßergebnisse verschiedener Tage darstellen. Die Form der Kurven bleibt jedoch trotz veränderter Absolutwerte des Stroms weitgehend erhalten, sofern die Konstanz der kontrollierbaren äußeren Bedingungen gewahrt bleibt. Wie gering dagegen die Streuung der am selben Tage erhaltenen Meßwerte ist, zeigt Abb. 7a. Die ausgezogene Kurve stellt wie die übrigen Mittelwerte verschiedener Meßreihen (des selben Tages)

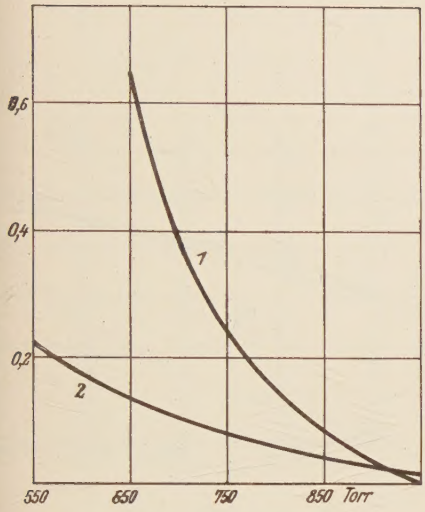

Abb. 3a.

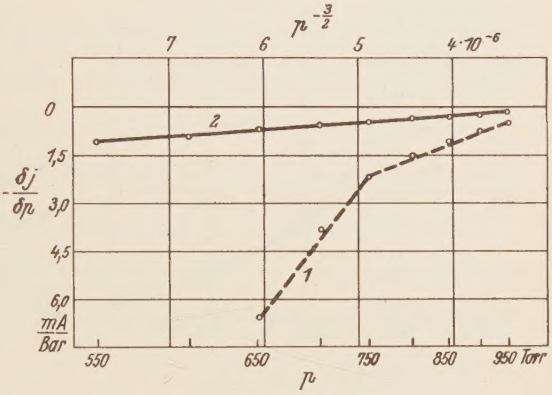

Abb. 3b.

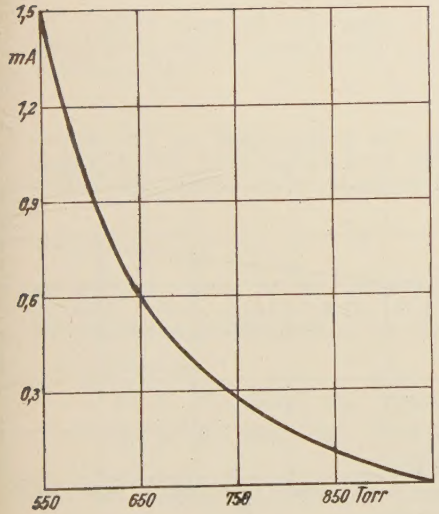

Abb. 4a.

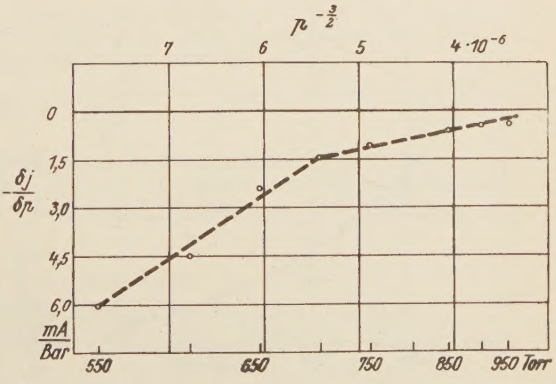

Abb. 4b.

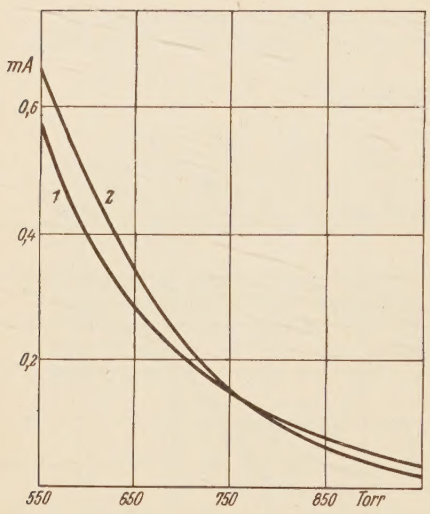

Abb. 5a.

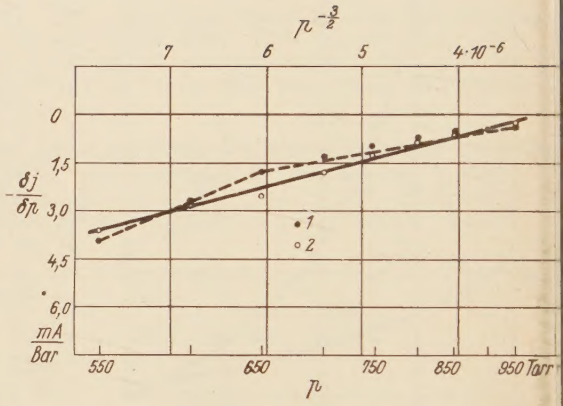

Abb. 5b.

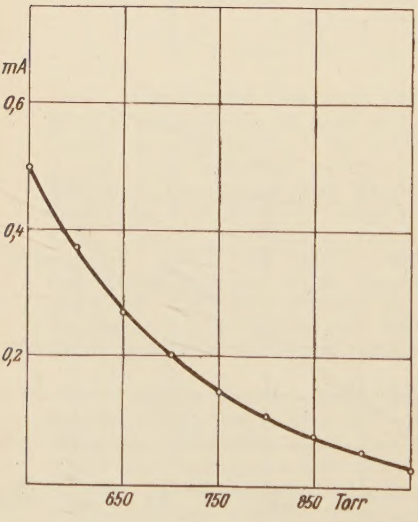

Abb. 6a.

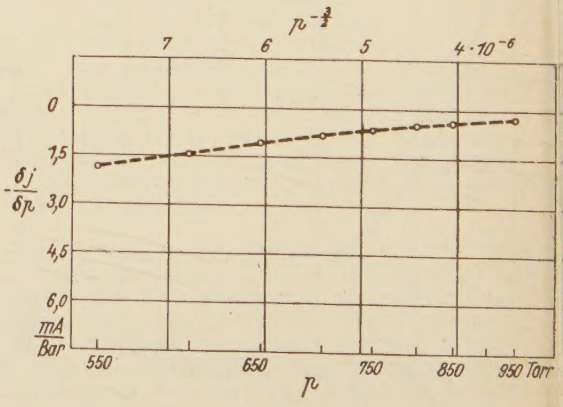

Abb. 6b.

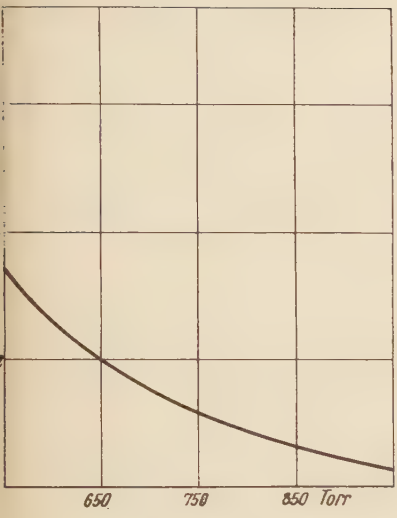

Abb. 7a.

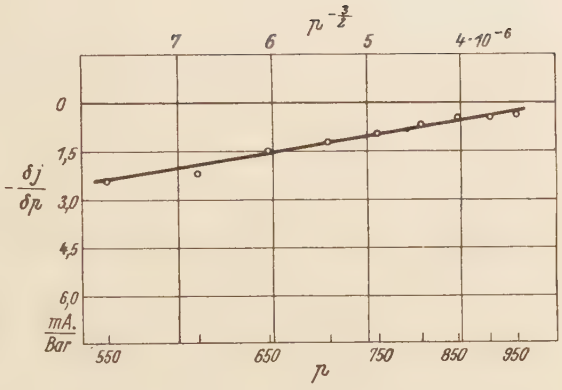

Abb. 7b.

dar. Die hervorgehobenen Meßpunkte sind keine Mittelwerte, sondern Werte einer willkürlich herausgegriffenen Einzelmessung.

Erörterung

Die bereits von Almy [1] angegebene Formel für den Zusammenhang zwischen Koronastrom J, angelegter Spannung U und Anfangspannung U_o,

$$J = K \cdot U (U - U_o), \qquad (1)$$

gestattet in Verbindung mit der Peek'schen Formel [2] für die Abhängigkeit der beim Einsetzen der Entladung an der Oberfläche des inneren Zylinders herrschenden Feldstärke E_i vom Druck p,

$$E_i = Ap + \frac{B}{\sqrt{p}}, \qquad (2)$$

in der A und B bei gleichbleibenden Versuchsbedingungen Konstante sind, prinzipiell die Ermittlung der Form des funktionellen Zusammenhanges zwischen J und p. Es wird nämlich bei konstan-

---

1) J. E. Almy, Am. Journ. Sci. 12, 1901, S. 175.

2) F. W. Peek jr., Dielectric Phenomena in High Voltage, Engineering, 3 d ed., 1929, S. 66.

Theoretische Ableitung in: W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, 1923, S. 181 - 188.

ter angelegter Spannung U mit neuen Konstanten A' und B' [1]

$$J = A'p + \frac{B'}{\sqrt{p}} \qquad (2a)$$

Über den Faktor K in (1) und damit auch über die Konstanten A' und B' lassen sich bei größeren Stromstärken keine allgemein gültigen Angaben machen. Es soll hier vorausgesetzt werden, daß der Faktor K nicht vom Druck abhängt, was nach den Angaben Almy's in der Nähe des Atmosphärendrucks zumindest in grober Näherung zuzutreffen scheint. Dann erhält man für die Druckabhängigkeit des Koronastroms bei sonst konstanten Bedingungen

$$\frac{\delta J}{\delta p} = A' + B''p^{\frac{3}{2}} . \qquad (3)$$

(B'' = - B/2.) Trägt man also $\delta J/\delta p$ als Funktion von $p^{-\frac{3}{2}}$ auf, so müßte man eine Gerade erhalten, solange der obige funktionelle Zusammenhang besteht.

Dies ist in den Abb. 3b, 4b, 5b, 6b und 7b für die entsprechenden Strom-Druckkennlinien geschehen. Ordinaten sind die graphisch ermittelten Strom-Druckkoeffizienten $-\delta J/\delta p$ in mA/Bar, Abszissen die Werte von $p^{-\frac{3}{2}}$. Die den Abszissen entsprechenden Werte des Drucks p in Torr sind ebenfalls eingetragen. Wie man sieht, passen sich in einigen Fällen (Abb. 3b 2, 5b 2, 7b) die $\delta J/\delta p$ - Werte recht gut einer Geraden an, in den übrigen ist das dagegen nicht der Fall. Jedoch ist zu bemerken, daß in diesen Fällen zwei scharf voneinander getrennte Druckbereiche vorhanden sind, in denen wieder annähernde Geradlinigkeit festgestellt werden kann. Der Knickpunkt liegt dabei zwischen 650 und 750 Torr.

Aus Tabelle 2 ist ersichtlich, daß die geradlinige Beziehung für $-\delta J/\delta p$ umso besser erfüllt ist, je kleiner E_{min} ist. Die Abweichung von der Geradlinigkeit scheint also umso größer zu sein, je größer der Bruchteil des Entladungsraums ist, in dem noch Stoßionisation stattfinden kann. Bemerkenswert ist in dieser Hinsicht ein Vergleich der Abb. 6b und 7b. Die Entladungstrecke unterschied sich in beiden Fällen nur dadurch, daß der Kathodenrand das eine Mal scharfkantig, das andere Mal dagegen aufgebördelt war. Die Vermutung liegt nahe, daß im ersten Fall Gebiete in unmittelbarer Nähe des Kathodenrandes den Raumteil vergrößerten, in dem Stoßionisation stattfand. Diese Gebiete können jedoch räumlich nur wenig ausgedehnt sein, und dementsprechend weicht auch Abb. 6b nur sehr wenig von der Geradlinigkeit ab. Eine nähere Begründung für die Existenz des Knickpunktes kann bei diesem Stand der Betrachtung nicht gegeben werden.

Es ist somit gezeigt worden, daß unter gewissen einschränkenden Bedingungen der Strom-Druckkoeffizient $\delta J/\delta p$ einem $p^{-\frac{3}{2}}$ - Gesetz folgt. Diese qualitative Aussage kann jedoch solange nicht

---

1) Bei kleineren Stromstärken ergibt sich statt (1) eine Beziehung der Form $J = K'U_0(U - U_0)$ mit $K' \sim 1/p$ (z.B. v. Engel-Steenbeck, Bd. 2, S. 15; ähnlich bei Prinz, Arch. f. Elektrotechn. 31, 1937, S. 761). Hier würde man statt (3) erhalten: $\delta J/\delta p = \bar{A}p^{-2} + \bar{B}p^{-\frac{5}{2}}$.

zu einer quantitativen verschärft werden, solange es nicht gelingt, die Konstanten A' und B" aus den vorgegebenen Daten einer Entladungsstrecke rechnerisch zu ermitteln.

Später soll daher versucht werden, auf einem anderen Wege wenigstens zu einer Abschätzung von $\delta J / \delta p$ zu gelangen.

II. Zeitlich veränderliche Drucke

Versuchsanordnung

Die allgemeine Schaltung war wieder die der Abb. 1. An AB lag jetzt gewöhnlich direkt oder über einen Vorverstärker (RE 904) ein handelsüblicher Tonverstärker mit einem Eingangswiderstand von 0,2 Megohm. In besonderen Fällen konnte dieser gegen einen Breitband-Oszillographenverstärker ausgetauscht werden. Der Verstärkungsfaktor lag meist bei $\sim 2 \cdot 10^3$, gelegentlich ging er bis $\sim 4 \cdot 10^4$. Der Oszillograph bestand aus dem Leybold-Rohr Ar.13.Si mit Netz- und Kippgerät. Ferner wurde ein Sechsstrahlrohr nach Hinderer [1] verwendet. Eine Vorrichtung zur einmaligen Strahlablenkung wurde unter Verwendung des Kippgerätes in folgender Weise geschaffen. Da es hier auf den Zeitpunkt des Einsetzens der Ablenkung nicht ankam, war es nur notwendig, das Braunsche Rohr während der Zeitdauer einer Kipp-Periode hellzusteuern. Das geschah mittels zweier Thyratrons in der bei Bigalke [2] angegebenen Weise. Die Zeitdauer der Hellsteuerung war durch Veränderung des Aufladewiderstandes regelbar, sie betrug meist etwa $5 \cdot 10^{-3}$ sec. Infolge der bei der Rücklenkung des Elektronenstrahls bedeutend höheren Strahlgeschwindigkeit ist diese auf den Oszillogrammen nicht sichtbar.

Wegen der zeitweise recht hohen Verstärkung mußte die Strecke und die zum Verstärkereingang führenden Leitungen sorgfältig gegen Streufelder abgeschirmt werden. Um eine völlige Glättung der Gleichrichterspannung bis zu Belastungen von einigen mA zu erzielen, war die spannungführende Elektrode der Strecke über einen Hochspannungskondensator C (Abb. 1) von 4 μF geerdet. Ein Schutzwiderstand wurde bei diesen Versuchen gewöhnlich nicht verwendet. R_1 diente so als Siebwiderstand.

Schallquellen waren Stimmgabeln mit Resonanzkästen, sowie ein elektrodynamischer Lautsprecher und eine Galtonpfeife für Frequenzen von 4000 bis 25 000 Hz.

Die Oszillogramme wurden mit einer Kleinbildkamera bei Blende 5,6 auf Agfa-Ultrafilm 23/10° Din aufgenommen und nachträglich auf halbe bis volle Schirmbildgröße vergrößert.

Rauschpegel der Strecke

Schaltet man an den Verstärkerausgang einen Lautsprecher, so hört man ein starkes Rauschen und Prasseln, sobald ein Strom

---

1) H. Hinderer, Arch. f. Elektrotechn., erscheint demnächst.

2) A. Bigalke, Arch. f. Elektrotechn. 33, 1939, S. 116.

$$z = N e^{-\frac{N}{f}}.$$

Mit $z = 1{,}6 \cdot 10^4$/sec (bei 4 μA) und $f = 0{,}5 \cdot 10^5$/sec ergibt die graphische Bestimmung von N die beiden Werte $N_1 = 0{,}3 \cdot 10^5$/sec und $N_2 = 0{,}85 \cdot 10^5$/sec. Entscheidet man sich für den höheren Wert, so erfolgen also bei einem Koronastrom von 4 μA im Mittel $\sim 10^5$ Stromstöße pro Sekunde. An einem Stromstoß sind damit im Mittel

$$\frac{4 \cdot 10^{-6}}{10^5 \cdot 1{,}59 \cdot 10^{-19}} = 2{,}5 \cdot 10^8$$

Ladungsträger beteiligt.

Die Koronastrecke im Schallfeld

Die statischen Messungen der Druckempfindlichkeit hatten bei Atmosphärendruck und bei Strömen der Größenordnung 100 μA bei allen Strecken ein $|\delta J/\delta p| \sim 1 - 2$ mA/Bar, d.h. $\sim 1 - 2 \cdot 10^{-3}$ μA/μBar ergeben. Macht man die Annahme, daß $|\delta J/\delta p| \sim J$ ist (die spätere Betrachtung wird zeigen, daß dies annähernd zutrifft), so wäre bei Koronaströmen von 10 bis 50 μA, wie sie bei den akustischen Versuchen in der Strecke flossen, eine Empfindlichkeit zwischen 0,1 und $1 \cdot 10^{-3}$ μA/μBar zu erwarten. Bei 50 μA z.B. sind nun die statistischen Schwankungen $< 0{,}01$ μA. Bei einem Schalldruck von 40 μBar (dieser Schalldruck konnte mit den vorhandenen Schallquellen noch erzeugt werden) sind also die von den Druckschwankungen herrührenden Stromschwankungen bereits mehr als viermal so groß als die statistischen ($> 0{,}04$ μA). Er erschien daher aussichtsreich, die Mikrophonwirkung einer Koronastrecke in einem Schallfeld obiger Größenordnung näher zu untersuchen.

Bei diesen Versuchen, die in freier Luft stattfanden, wurden neben dem in I beschriebenen System noch ähnliche Anordnungen verwendet, bei denen Glasisolation vermieden war. In trockener Zimmerluft war zwischen ihnen jedoch ein wesentlicher Unterschied nicht zu bemerken. Als Axialdraht diente gewöhnlich der 0,006 cm-Draht, als Kathoden hauptsächlich die Kathoden 1 oder 2. Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Blech- und der Netzkathode war bei den Versuchen ebenfalls nicht zu bemerken.

Bei den ersten Versuchen dienten als Schallquellen Stimmgabeln mit Resonanzkästen, von denen vor allem die verhältnismäßig niederer Frequenz ($c^0 = 129{,}3$ Hz; $c^1 = 258{,}6$ Hz) wegen der großen damit erreichbaren Schalldruckamplituden sich gut bewährten. Später wurde ein über einen Verstärker aus einem Röhrensummer gespeister elektrodynamischer Lautsprecher benutzt. Um elektrische Einstreuungen möglichst weitgehend auszuschalten, war auch dieser sowie seine Anschlußkabel mit geerdeten Abschirmungen versehen.

Auf dem Schirm der Braunschen Röhre konnte man jetzt bei tönender Schallquelle z.B. mit Hilfe eines Drehspiegels erkennen, wie sich dem statistischen Störpegel die Tonfrequenz überlagerte. Bei etwas geringerer Schallintensität war dies allerdings nur nach einiger Übung zu erkennen. Hier kam uns der Umstand zustatten, daß es möglich war, mittels des Kippgerätes durch Synchroni-

sation auf die Tonfrequenz stehende Bilder der Schwingungen zu erhalten. Der statistische Untergrund äußerte sich in den Oszillogrammen nur in einer Verbreiterung der Kurve im Verhältnis des Anteils der statistischen an den Gesamtstromschwankungen.

An ein Plattenpaar des Sechsstrahl-Oszillographen wurde nun ein Teil der verstärkten Summerspannung gelegt, während auf ein anderes Plattenpaar die verstärkte Koronamikrophonspannung gegeben wurde. Der Lautsprecher wurde aus dem gleichen Summer gespeist. Die Synchronisierungspannung wurde von der Koronamikrophonspannung abgezweigt und erfolgte gleichmäßig für alle Plattenpaare des Oszillographen.

Da der Wirkungsgrad des verwendeten Lautsprechers bei Frequenzen oberhalb von etwa 8000 Hz stark absank, mußte für die höheren Frequenzen nach einer anderen Schallquelle gesucht werden, die auch bei diesen Frequenzen genügende Intensität hergab. Diese fand sich in einer mit Preßluft betriebenen Galtonpfeife. Hier stellte sich jedoch eine andere Schwierigkeit ein. Da der vorhandene Breitbandverstärker bei diesen Versuchen wegen zu großer Labilität nicht verwendet werden konnte, standen nur gewöhnliche Tonfrequenzverstärker mit einem Frequenzband von 50 bis 10 000 Hz zur Verfügung. Messungen mit einem Hochfrequenzsummer ergaben, daß die obere Frequenzgrenze des Verstärkers bei etwa 50 000 Hz lag. So konnte bei genügender Intensität der Galtonpfeife zwar das Koronamikrophon auch im Gebiet der Frequenzen von etwa 8000 bis 25 000 Hz qualitativ untersucht werden, da hierbei der Verstärkungsfaktor noch nicht untragbar klein war; eine, wenn auch grobe Messung der absoluten Empfindlichkeit, wie sie im Bereich von 50 bis 10 000 Hz ausgeführt wurde und sogleich beschrieben werden soll, konnte bei diesen Frequenzen aber nicht angestellt werden, da die Eichkurve des für die Empfindlichkeitsmessung verwendeten Kondensatormikrophons nur bis 10 000 Hz ging.

Es folgte nun die Aufnahme der Frequenzkurve des Koronamikrophons (r_i = 0,006 cm, Kathode 2). Der Koronastrom betrug etwa 30 μA. Die Aufnahme erfolgte mit Hilfe des Sechsstrahl-Oszillographen in folgender Weise. Der Lautsprecher wurde im Abstand einiger Schallwellenlängen einer freien Zimmerwand gegenübergestellt. Dicht nebeneinander und in möglichst gleichem Abstand von der Wand wurden im Zwischenraum die Koronastrecke und die Kapsel eines Kondensatormikrophons befestigt. Es mußte so auf beide Mikrophone etwa der gleiche Schalldruck einwirken. (Lagevertauschung beider ermöglichte eine gewisse Kontrolle über die Berechtigung dieser Annahme.) Die von beiden Mikrophonen erzeugten Wechselspannungen wurden auf zwei Verstärker mit möglichst gleichen elektrischen Daten gegeben, deren Ausgänge an je ein Plattenpaar des Oszillographen angeschlossen waren. Mit Hilfe der Eichkurve des Kondensatormikrophons, die dessen Empfindlichkeit in mV/μBar angab, konnte bei bekanntem Verstärkereingangswiderstand durch Vergleich der beiden Kurven auf dem Schirm des Oszillographen zunächst die relative, bei bekanntem Verstärkungsfaktor und bekannter Ablenkempfindlichkeit des Oszillographen auch die absolute Empfindlichkeit der Koronastrecke festgestellt werden. Die so erhaltene Kurve für die Abhängigkeit der Empfindlichkeit der Strecke (in 10^{-3} μA/μBar) von der Frequenz (in kHz) zeigt Abb. 10. Die beiden gestrichelten Geraden bei 35 und 70 Hz sollen Resonanzstellen andeuten, die durch mechanisches Mitschwingen der Elektroden der Strecke nebst deren Halterung verursacht

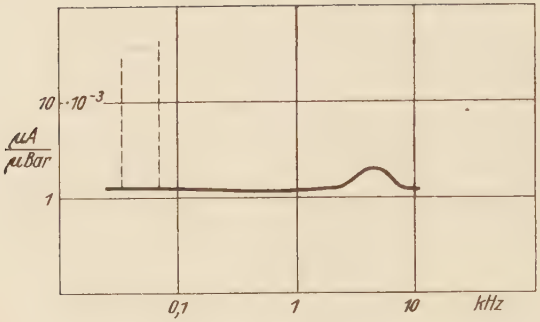

Abb. 10.

war. Die Abweichung von der sonst horizontal verlaufenden Kurve im Bereich von etwa 3000 bis 7000 Hz konnte nicht geklärt werden.

Wie aus Abb. 10 hervorgeht, war die Empfindlichkeit der Strecke unter den genannten Betriebsbedingungen im ganzen Frequenzbereich annähernd gleichmäßig $\sim 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ μA/μBar. Nach den statischen Messungen wäre unter diesen Bedingungen eine Empfindlichkeit von $\sim 0{,}3 \cdot 10^{-3}$ μA/μBar (unter Voraussetzung der erwähnten Proportionalität von $\delta J / \delta p$ mit J) zu erwarten gewesen. Es ist offensichtlich, daß eine Entscheidung darüber, ob hier bereits von einer Übereinstimmung der statischen und dynamischen Druckempfindlichkeitsmessung gesprochen werden kann, bei diesem Stand der experimentellen Untersuchung nicht zu treffen ist, da die Versuche ohne die Hilfsmittel eines akustischen Speziallabors durchgeführt wurden und dementsprechend mit einer erheblichen zusätzlichen Unsicherheit behaftet waren.

Im Anschluß an die Aufnahme der Empfindlichkeitskurve sollte nun versucht werden, die Frage zu beantworten, zu welcher Gruppe von Schallempfängern die Koronastrecke gerechnet werden muß, d.h. ob sie als Druck- oder als Bewegungs- bzw. Geschwindigkeitsempfänger arbeitet. Man sieht leicht ein, daß dann, wenn die Strecke auf Bewegungs- oder Geschwindigkeitsamplituden ansprechen würde, die Frequenz der Stromschwankungen doppelt so hoch sein müßte als die der auftreffenden Tonschwingungen. Betrachtet man nämlich den Elongations- bzw. Geschwindigkeitsvektor der Luftteilchen, so müßten offensichtlich zwei derartige Vektoren gleicher Größe und Richtung eine völlig gleiche Wirkung auf die Strecke ausüben, unabhängig vom Richtungsinn der Vektoren, da bei allen hier in Betracht kommenden physikalischen Effekten eine Bevorzugung einer der beiden Richtungen nicht verständlich wäre. [1]

1) Ein elektromagnetisches Analogon hierzu wäre folgendes: Die Kraft, mit der ein Stück weiches Eisen von einer stromdurchflossenen Spule angezogen wird, ist ebenfalls von der Richtung des Stroms in der Spule unabhängig. Würde man z.B. beim Telephon für die Spulen anstatt der Magnetkerne Weicheisenkerne verwenden, so würde man anstelle des Grundtons die Oktave der erregenden Schwingung hören. Was beim Telephon durch die konstante Vormagnetisierung der Spulenkerne erreicht wird, wäre bei der Entladungsstrecke analog durch Überlagerung einer konstanten Geschwindigkeit, also durch einen konstanten Luftstrom zu erzielen. Luftströmungen innerhalb der Strecke können also deren Mikrophonwirkung erheblich beeinflussen. Das ist hier jedoch nicht näher untersucht worden.

Da es sich herausgestellt hatte, daß die Koronastrecke frequenztreu arbeitete, so war damit auch erwiesen, daß sie ein Druckempfänger sein mußte. Trotzdem lag es nahe, dies direkt durch Beobachtung ihres Verhaltens in einer stehenden Schallwelle zu erweisen. Die Anordnung zu diesem Versuch ist in Abb. 11 dargestellt. Links ist ein Hohlspiegel sichtbar, in dessen Brennpunkt man die Galtonpfeife bringen konnte, sodaß der Schall annähernd parallel gebündelt wurde (Kontrolle: Ersatz der Schall- durch eine Lichtquelle); dem Hohlspiegel gegenüber befand sich eine 0,5 cm starke Aluminiumplatte, deren Abstand von der zwischen Pfeife und Platte befindlichen Koronastrecke [1] durch Feintrieb in meßbarer Weise einstellbar war. Es bildeten sich im Raum zwischen Pfeife und Platte stehende Schallwellen, die ihren Schwingungsknoten bzw. Druckbauch an der Platte haben mußten. Nun wurde durch Betätigung des Feintriebs eine Plattenlage gesucht, bei der die Amplitude der in der oben beschriebenen Weise auf dem Schirm des Oszillographen sichtbar gemachten Schallkurve ein Maximum war. Dann wurde die Platte soweit verschoben, bis ein neues Maximum auftrat. Sprach die Strecke nun auf Druckschwankungen an, so mußte man, indem man den Abstand Strecke-Platte durch das Mittel aus den Plattenverschiebungen dividierte, eine ganze Zahl erhalten, während sich für den Fall des Geschwindigkeitsempfängers Halbzahligkeit ergeben mußte. Der Versuch ergab für alle verwendeten Frequenzen (etwa 5000 bis 15 000 Hz) Ganzzahligkeit, beantwortete also die oben gestellte Frage ebenfalls im Sinne des Druckempfängers.

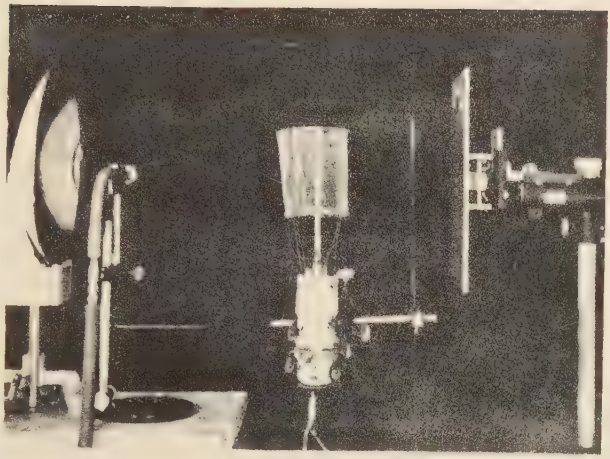

Abb. 11.

Es bleibt noch zu erörtern, auf welche Weise die Mikrophonwirkung der Koronastrecke zustandekommt. Folgende Möglichkeiten sind hier zu betrachten: a) Ein veränderter Druck bewirkt unmittelbar veränderte Entladungsverhältnisse, ähnlich wie im statischen Fall; b) Der Koronastrom wird durch mechanisches Mitschwingen der Elektroden im Schallfeld beeinflußt. Dabei sind zwei weitere Fälle zu unterscheiden. Es können nämlich entweder die Elektroden selber als Schallgeber wirken, oder aber die

---

1) Die Abschirmung des Systems ist teilweise entfernt. Der Drahtnetzzylinder störte das Schallfeld nicht in bemerkbarer Weise.

Schwingungen verursachen Änderungen des Koronastroms, infolge seiner Abhängigkeit von den räumlichen Abmessungen der Strecke.

Fall a) soll später im Rahmen einer Betrachtung des Entladungsmechanismus der positiven Gleichspannungskorona behandelt werden.

Im ersten unter b) genannten Fall kann man sich auf die Betrachtung des äußeren Zylinders beschränken, da wegen der Kleinheit der zur Verwendung kommenden Drahtradien die Wirkung des Drahtes als Schallgeber gegen die des äußeren Zylinders zu vernachlässigen ist. Zunächst sei angenommen, daß der Zylinder Z (Abb. 12) als Ganzes starre Schwingungen ausführe. Für einen in der Zylinderachse gelegenen Punkt A sind dann die Schallschwingungen, die von einem Flächenelement F des Zylindermantels ausgehen, denen, die von dem diametral gegenüberliegenden F' kommen, amplitudengleich und gegen diese um 180^0 in der Phase verschoben. Man hat daher zu erwarten, daß die Druckschwankungen in der Zylinderachse sich gegenseitig durch Interferenz aufheben. Für solche Punkte, die zwischen Zylinderachse und -mantel liegen, sind Druckschwankungen vorhanden. In zwei Punkten C und C' in gleichem Abstand von der Zylinderachse, deren Verbindungsgerade durch die Achse geht, sind die Druckschwankungen dagegen ebenfalls amplitudengleich und gegeneinander um 180^0 phasenverschoben. Solange sich der Sprühdraht in der Achse des Zylinders befindet, ist das Feld und die Stromverteilung zylindersymmetrisch. C und C' sind völlig homologe Punkte. Eine Beeinflussung des Koronastroms dürfte daher auf diese Weise nicht eintreten, solange der Sprühdraht sich genau in der Zylinderachse befindet. Über den Mechanismus der Druckwirkung ist hierbei nichts vorausgesetzt.

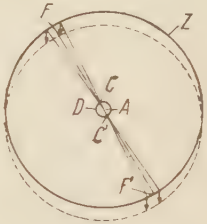

Abb. 12

Ein Versuch bestätigte diese Überlegungen. Der Außenzylinder einer der Versuchstrecken war um eine zum Sprühdraht parallele Achse drehbar, sodaß er in eine zum Zylinder disaxiale Lage gebracht werden konnte, jedoch parallel zur Erzeugenden des Zylinders blieb. Der Zylinder wurde nun mehrmals in möglichst gleicher Stärke angestoßen, sodaß er und seine Halterung Schwingungen ausführten, die nach einigen Sekunden abklangen. Das geschah sowohl bei zentriertem als auch bei dezentriertem Draht. Es wurde in jeder Lage auf gleichen Koronastrom eingestellt. Die Stromschwankungen wurden in gewohnter Weise mittels Oszillographen sichtbar gemacht. Es zeigte sich nun, daß - bei gleicher mechanischer Schwingungsamplitude - die Stromschwankungen bei dezentriertem Draht ein Vielfaches von denen bei zentriertem Draht waren. Sie erreichten etwa die Größenordnung des Koronastroms selbst. Daß gleichwohl auch bei zentriertem Draht eine gewisse Empfindlichkeit der Strecke vorhanden war, dürfte also darauf zurückzuführen sein, daß eine mathematisch genau koaxiale Lage des Drahtes nicht zu erreichen ist.

Biegungsschwingungen des Zylinders sind zwar prinzipiell druckwirksam, jedoch scheint die Tatsache, daß sich sowohl für Voll- als auch für Netzzylinder etwa die gleiche dynamische Em-

pfindlichkeit ergab, darauf hinzudeuten, daß eine solche Wirkung praktisch unmerklich sein muß.

Für den zweiten der unter b) erwähnten Fälle (Abhängigkeit des Koronastroms von der Veränderung der geometrischen Anordnung der Elektroden infolge deren Mitschwingens) lassen sich sowohl starre als auch Biegungsschwingungen beider Elektroden durch Einführung eines "effektiven" Abstandes d_e des äußeren vom inneren Zylinder gemeinsam behandeln. Darunter soll der entsprechende Abstand einer in Ruhe befindlichen koaxialen Zylinderstrecke von im übrigen gleichen Abmessungen verstanden werden, dessen Größe so gewählt sein soll, daß der Koronastrom in dieser gedachten Strecke bei gleichen übrigen Bedingungen gleich dem jeweils in der wirklichen Strecke fließenden wird.

Der Formel von Almy kann man für die Abhängigkeit des Koronastroms J vom Außenzylinderradius r_a die folgende Beziehung entnehmen: $J \sim 1/r_a^2$. Hieraus folgt für kleine Änderungen Δr_a $\Delta J \sim r_a/r_a^4$. Ist nun $r_a/r_i \gg 1$ (und das ist gewöhnlich der Fall), so kann man dafür auch schreiben $\Delta J \sim d_e/d_e^4$. Sind weiter die von mechanischen Schwingungen herrührenden $\Delta d_e \ll d_e$ zu setzen (dies ist erst recht der Fall, da d_e aus geometrischen Gründen stets klein gegen die maximalen Schwingungsweiten ist), so sind die zu Δd_e gehörigen relativen Koronastromänderungen $\Delta J/J$ im selben Maße als vernachlässigbar klein anzusehen, in dem dies für $\Delta d_e/d_e$ gilt.

Das ist eine weitere Stütze für die vorgetragene Deutung des obigen Versuchs. Berücksichtigung der Abhängigkeit der Anfangspannung U_o von der Lage des Drahtes (auf Grund der weitgehenden Unabhängigkeit der Durchbruchfeldstärke von der Drahtlage [1]) ergibt nichts wesentlich Neues.

Die Frage nach dem Mechanismus der Druckwirkung auf die Koronaentladung wurde bisher offen gelassen. Ein jeder Versuch zu ihrer Beantwortung muß sich naturgemäß auf unsere Kenntnisse von den sich in ihr abspielenden physikalischen Vorgängen stützen. Im Folgenden sollen daher, bevor auf obige Frage näher eingegangen wird, auf Grund neuerer Anschauungen über den Entladungsmechanismus in Gasen [2-9] die physikalischen Vorgänge betrachtet werden. die sich in einer Koronastrecke abspielen, wie sie in den geschilderten Versuchen verwendet wurde.

---

1) W. O. Schumann, a.a.O.

2) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 20, 1928, S. 99.

3) W. O. Schumann, Z.f.techn.Phys. 81, 1930, S. 58, 132, 195.

4) A. v. Hippel, Erg. d. exakt. Natw. 14, 1935, S. 79.

5) E. Flegler u. H. Raether, Z. f. Phys. 99, 1936, S. 635; 103, 1936, S. 315.

6) A. F. Kip, Phys. Rev. 54, 1938, S. 139; 55, 1939, S. 549.

7) H. C. Pollock u. F. S. Cooper, Phys. Rev. 56, 1939, S.170.

8) G. W. Trichel, a.a.O.

9) L. B. Loeb u. A. Kip. Journ. App. Phys. 10, 1939, S. 142.

Für die Existenz einer stationären Koronaentladung ist ganz allgemein wesentlich, daß das elektrische Feld im Entladungsraum inhomogen ist. Das ist auch der Fall bei der Anordnung koaxialer Zylinderelektroden, die den folgenden Betrachtungen zugrunde liegen möge. Die Feldstärke ist hier dem Abstand von der Zylinderachse umgekehrt proportional. Da die Ionisierung mit wachsender Feldstärke zunimmt, ist sie am größten in der Nähe des inneren Zylinders. Wegen der stark verschiedenen Beweglichkeit der positiven bzw. negativen Ladungsträger wird die Polarität des Innenzylinders dabei von großer Bedeutung sein. Der Innenzylinder sein, wie bei den Versuchen, stets Anode.

Soll nun ein primäres, vor Beginn der Koronaentladung vorhandenes Elektron imstande sein, durch Stoßionisation mindestens ein neues nachzuliefern, so muß es auf seinem Weg zur Anode Gebiete durchlaufen, in denen $E/p > 30$ ist, wobei E den Betrag der Feldstärke in V/cm und p den Gasdruck in Torr bedeutet. Diese Bedingung ist bei der betrachteten Anordnung schon bei mäßigen angelegten Spannungen erfüllt, wenn nur der Radius des Innenzylinders klein genug gewählt wird. Ein Elektron, das sich innerhalb eines solchen Gebietes befindet, erzeugt also auf seinem Wege zur Anode mindestens ein sekundäres Elektron und ein positives Ion. Das sekundäre Elektron erzeugt seinerseits ein tertiäres, und so fort. Es entsteht eine Elektronenlawine, die innerhalb sehr kurzer Zeiten (10^{-8} bis 10^{-9} sec) vom Feld des Sprühdrahtes abgesaugt wird. Wegen der viel geringeren Beweglichkeit der positiven Ionen bleiben diese innerhalb so kurzer Zeiten praktisch stehen und bilden einen positiven Raumladungsfaden, der sich bis zur Anode erstreckt, senkrecht zu deren Oberfläche. Steht nun im Gebiet höherer Feldstärken kein neues Elektron zur Einleitung der nächsten Lawine zur Verfügung, so reißt die Entladung bei Ankunft der Elektronen der vorhergehenden an der Anode ab, da die positiven Ionen wegen ihrer geringen Beweglichkeit innerhalb solcher Zeiten überhaupt nicht zur Ionisierung kommen. Die gewöhnlich vorhandenen, etwa durch Höhenstrahlung usw. gebildeten Elektronen reichen natürlich nicht aus, um die beobachteten Ströme zu erklären, sodaß man nach weiteren Elektronenquellen Umschau halten muß. Als solche kommen hauptsächlich in Frage Photoionisierung durch Strahlung der hochangeregten Moleküle in der Lawine, sowie in der Nachbarlawinen; ferner in manchen Gasen die Abspaltung freier Elektronen aus negativen Ionen. Diese Abspaltung aus negativen Ionen erfordert Werte von $E/p > 90$ in einiger Entfernung von der Anode. Wird so auf irgend eine Art das Primärelektron innerhalb der Zeitdauer einer Lawine nachgeliefert, so ist damit die Kontinuität der Entladung gesichert.

Für den diskontinuierlichen Charakter der Korona scheinen die negativen Ionen verantwortlich zu sein, da dieser in Gasen, die keine negativen Ionen bilden, nicht auftritt. Die Abschätzung der mittleren Anzahl der an einem Stromstoß beteiligten Ionen aus der mittleren Anzahl der Stromstöße pro Sekunde, die nach den Oszillogrammen bei Stromstärken der Größenordnung Mikroampere etwa 10^5 betrug, ergab, daß diese etwa gleich 10^8 sein muß. Aus den Gleichungen für die Ionisation durch Elektronenstoß läßt sich berechnen, daß in den betrachteten Fällen die Zahl der in einer Elektronenlawine der erwähnten Art gebildeten Ionen mindestens um einige Größenordnungen darunter bleibt. Der Mechanismus der Koronaentladung in Luft kann also nicht in dem bloßen Auftreten der Elektronenlawinen bestehen.

Die positive Raumladung, die die erste Elektronenlawine hinterlassen hat, bewirkt nun eine scheinbare Ausdehnung der Anode in den Entladungsraum hinein. Der auf der Anodenoberfläche senkrecht aufsitzende Raumladungsfaden läßt an seiner Spitze ein starkes Feld entstehen, in dem Elektronen, die durch einen der betrachteten Prozesse in der Nähe der Spitze erzeugt worden sind, beschleunigt werden und eine Lawine hervorrufen, die in die vorhergehende einmündet, und deren hinterlassene Raumladung den Faden weiter in den Entladungsraum vorwachsen läßt. Da jede dieser Lawinen etwa 10^{-9} sec dauert, können innerhalb von Zeiten der Größenordnung 10^{-8} sec eine ganze Anzahl solcher Lawinen entstehen, die den Raumladungsfaden weiter und weiter verlängern. Wird dieser Prozeß nicht unterbrochen, so kann unter Umständen ein solcher Faden bis zur Kathode vordringen und so den Funkendruchbruck einleiten. Als Ursachen für das vorherige Abreißen der Fäden kommt zunächst der geometrische und durch die sich ansammelnde Raumladung noch verstärkte Feldabfall in Betracht, ferner Zerstreuung der Raumladungsfäden durch elektrostatische Abstoßung der Ionen untereinander, Diffusion, Vernichtung der Raumladung durch Zusammenstöße von Elektronen aus verschiedener Richtung innerhalb des Fadens unter Einbuße ihrer Geschwindigkeit. Eine große Bedeutung scheinen auch in dieser Hinsicht die negativen Ionen zu besitzen. Sie sind also anscheinend in doppelter Weise an der Entladung beteiligt und für den diskontinuierlichen, büschelartigen Charakter der Korona in Luft verantwortlich, indem sie einerseits Nachschubelektronen in der Nähe der Raumladungsfadenspitzen liefern und anderseits die Raumladungsfäden wieder zerstören. Ist das Vorwachsen eines Fadens einmal unterbrochen, so können sich ähnliche Feldverhältnisse, wie sie zu Beginn der Entladung bestanden, erst wieder herstellen, nachdem das Feld im Entladungsraum die inzwischen angesammelte positive Raumladung abgesaugt oder zumindest in feldschwächere Zonen geschafft hat. Das erfolgt in Zeiten von etwa 10^{-7} bis 10^{-8} sec, in denen die positiven Ionen Strecken von 10^{-3} bis 10^{-2} cm zurücklegen, wenn die Feldstärke etwa 50 kV/cm beträgt. Wird die Feldstärke so hoch, daß sich bereits ein neuer Raumladungsfaden aufzubauen beginnt, wenn der alte sich noch fast an derselben Stelle befindet, so benutzt der neue vorzugsweise die Bahn des alten, da der Raum zwischen den zu gleicher Zeit vorhandenen Fäden durch die Raumladungen weitgehend abgeschirmt ist. Dadurch wird die Raumladung an der Fadenspitze und damit die Feldstärke in ihrer Nähe weiter gesteigert, und der neue Faden wird weiter vorzudringen imstande sein als der alte. So ist es verständlich, daß schließlich bei genügend hoher Spannung Durchschlag der Strecke erfolgt.

Dieses Bild der Koronaentladung läßt auch wenigstens qualitativ die Form der Strom-Spannungscharakteristik für größere Stromstärken, $J \sim U\,(U - U_0)$, verstehen. Der Strom muß nämlich erstens umso größer sein, je schneller die Ladungsträger durch das Feld entfernt werden. Das bedeutet aber Proportionalität mit der Entladungspannung U. Zweitens muß der Strom umso größer sein, je größer die einzelnen Elektronenlawinen sind und je schneller diese aufeinander folgen. Die Stärke und Häufigkeit der Elektronenlawinen ist wiederum proportional der "Überspannung", d.h. der Differenz zwischen angelegter und Anfangspannung $U - U_0$. Die Nichtlinearität der Strom-Spannungscharakteristik bei höheren Strömen ist also wesentlich durch den oben erwähnten Effekt der Führung der neu entstehenden Elektronenlawinen durch die Reste der alten

bedingt. Der Potentialgradient an der Spitze eines Raumladungsfadens wird größer, als es ohne diesen Effekt der Fall wäre.

Mit Hilfe dieses Bildes wollen wir an die Klärung der Frage gehen, wie der Einfluß des Gasdrucks auf den Entladungsmechanismus aufzufassen ist. Zunächst ist es offensichtlich, daß Druckänderungen Änderungen der mittleren freien Weglänge der Entladungsträger innerhalb des Gases bewirken. Dies bewirkt weiter eine geänderte Trägerbeweglichkeit und damit eine Stromänderung. Eine solche Träger-Druckwirkung wird jedoch, wenn sie auch vorhanden sein mag, völlig überdeckt von den statistischen Stromschwankungen.

Einer Schalldruckschwankung von 40 μBar, wie sie oben angenommen wurde, würde bei Atmosphärendruck eine Koronastromschwankung vom $3 \cdot 10^{-5}$ fachen des jeweiligen Stroms entsprechen. Bei der angenommenen Stromstärke von 50 μA würden also die durch Träger-Druckwirkung verursachten Stromschwankungen $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ μA betragen, d.h. etwa 1/7 der statistischen. Aus den statischen und dynamischen Messungen hatte sich jedoch ein etwa zwei Größenordnungen höher liegender Wert der Druckempfindlichkeit ergeben.

Die Wirkung des Drucks auf die Trägerbeweglichkeit reicht also nicht aus, um die beobachtete Empfindlichkeit zu erklären, selbst wenn man die statischen Werte zugrunde legt, die ja etwa 1/4 der dynamischen betrugen. Sucht man nach einer Erklärung, so bietet sich als einfachste die Beeinflussung der Trägererzeugung durch den Druck an. Da in der stationären Koronaentladung die Ionisierung hauptsächlich durch Elektronenstoß erfolgt, so liegt es nahe, zunächst von anderen Effekten abzusehen und eine Erklärung der Druckabhängigkeit allein auf Grund der Abhängigkeit des Elektronenstoß-Ionisierungskoeffizienten α vom Druck zu versuchen.

Die allgemeine Beziehung $\alpha/p = f(E/p)$, in der α die Zahl der pro Längeneinheit erzeugten Ionenpaare, p den Druck und E die an der Stelle der Ionisierung herrschende Feldstärke bedeutet, läßt erkennen, daß $\delta\alpha/\delta p$ bei nicht zu großer Stromstärke solange von Null verschieden ist, als $f(E/p) \neq E/p$. (Es ist $\delta\alpha/\delta p = f(E/p) - E/p \cdot f'(E/p)$; $f'(E/p)$ bedeutet die Ableitung von $f(E/p)$ nach dem Argument. Für $\delta\alpha/\delta p = 0$ erhält man obige Beziehung. Vorausgesetzt ist Konstanz der Feldstärke E, was für größere Stromstärken nicht der Fall zu sein braucht.) Im allgemeinen ist also α vom Druck abhängig.

Wie wollen jetzt mit J_0 den Strom bezeichnen, der unter dem Einfluß der Elektrodenspannung fließen würde, wenn $\alpha \equiv 0$ wäre, der jedoch die durch Rückwirkung der vorangehenden Lawine erzeugten Elektronen enthält. Nimmt man nun an, daß Ionisierung längs des Weges d stattfindet, und daß ferner die Feldstärke im Ionisationsgebiet konstant ist, so wächst J_0 auf $J_0 \cdot e^{\alpha d}$ an. Unter diesen Voraussetzungen erhält man für $\delta J/\delta p$, wenn man J_0 in erster Näherung als druckunabhängig ansieht: $\delta J/\delta p = J \cdot d \cdot \delta\alpha/\delta p$. $\delta\alpha/\delta p$ kann man nun als Funktion von E/p bestimmen, sobald die Funktion f in der Beziehung $\alpha/p = f(E/p)$ bekannt ist. Es soll hier die Beziehung [1]

1) A. Jodlbauer, Z. f. Phys. 92. 1934, S. 124.

$$\frac{\alpha}{p} = A \left(\frac{E}{p} - B \right)^2$$

benutzt werden, die mit $A = 1{,}35 \cdot 10^{-4}$ und $B = 28{,}8$ für E/p von etwa 36 bis 180 gültig ist; (die in unseren Entladungsstrecken auftretenden E/p-Werte fallen in diesen Bereich). Setzt man in die allgemeine Beziehung für $\delta\alpha/\delta p$ für f (E/p) und f' (E/p) die aus obiger Gleichung folgenden Werte ein, so ergibt sich nach einfacher Zwischenrechnung $\delta\alpha/\delta p = A\,[B^2 - (E/p)^2]$. Einsetzung in die Formel für $\delta J/\delta p$ ergibt $\delta J/\delta p = A \cdot J \cdot d \cdot [B^2 - (E/p)^2]$. d soll nun die Dicke der den Sprühdraht umgebenden "Koronahaut" bedeuten, für die bekanntlich gilt: $d = 0{,}3\sqrt{r_i}$ (r_i = Radius des Innenzylinders) [1]) Damit erhält man schließlich

$$\frac{\delta J}{\delta p} = 0{,}3 \cdot A \cdot J \cdot \sqrt{r_i}\,\left[B^2 - \left(\frac{E}{p}\right)^2\right].$$

Diese Beziehung ist für folgende, möglichst verschiedenen Entladungsbedingungen entsprechende Fälle nachgeprüft worden. Die Nummern in Spalte 1 der folgenden Tabelle beziehen sich auf die Kurven der entsprechenden Abbildungen in I. Die Werte von $-\delta J/\delta p$ (in mA/Bar) sind für den Druck von 750 Torr den Kurven entnommen. Für E/p ist der (als konstant angenommene) Wert im Innern der Koronahaut eingesetzt, d.h. der bei Fehlen von Raumladungen im Abstand d vom Sprühdraht sich ergebende.

Tab. 4.

Abb. Nr.	$-\delta J / \delta p$ ber.	gem.
5a 2	0,75	0,45
6a	1,84	1,1
9a	1,14	0,98

Wie man sieht. sind zwar die berechneten Werte um den Faktor 1,2 bis 1,7 zu hoch, geben aber den Gang und die Größenordnung der Druckempfindlichkeit - auch dem Vorzeichen nach - richtig wieder. Zu berücksichtigen ist dabei, daß ziemlich grob vereinfachende Vorstellungen der Berechnung zugrunde liegen, und daß ferner für die Druckabhängigkeit einer Koronastrecke nicht nur die Druckabhängigkeit von α maßgebend sein wird.

Es kann also angenommen werden, daß für die Druckwirkung nur die den Sprühdraht umgebende Koronahaut empfänglich ist. Da diese mit r_i abnimmt, kann man sie, solange das gilt, durch Wahl eines genügend kleinen Drahtradius beliebig dünn machen, sofern nur der Sprühdraht die Strombelastung aushält. Damit kann aber selbst bei hohen Schallfrequenzen $> 10^5$ Hz die Verwendbarkeit der Koronastrecke als Schallempfänger erwartet werden. Dies, in Verbindung damit, daß bei Schalldrucken von einigen Millibar auf-

1) F. W. Peek jr., a.a.O., S. 58.

wärts eine Verstärkung nicht mehr notwendig sein dürfte, läßt die Verwendung von Koronastrecken bei der Untersuchung von Knallen, möglicherweise auch in der Ultraschalltechnik, aussichtsreich erscheinen.

Zusammenfassung

Es wurden für eine zylindrische Koronastrecke mit positivem Axialdraht in Luft zunächst Strom-Spannungskennlinien mit dem Druck als Parameter aufgenommen, ferner Strom-Druckkennlinien bei variierter Elektrodenform.

Aus bekannten Beziehungen für Koronastrom und Durchbruchfeldstärke wird für $\delta J / \delta p$ gefolgert, daß hierfür ein $p^{-\frac{1}{2}}$ - Gesetz gelten sollte. Dies wird geprüft und in einigen Fällen bestätigt gefunden. Gründe für die Abweichungen in den anderen Fällen werden erörtert.

Typische Oszillogramme des Rauschpegels einer Koronastrecke zeigen den stark diskontinuierlichen Entladungscharakter der Korona in Luft. Mittlere Anzahl/sec und relative Stärke der einzelnen Stromimpulse werden festgestellt.

Im Schallfeld wurde die Mikrophonwirkung der Strecke untersucht. Mit Hilfe des Sechsstrahl-Oszillographen wurde die Frequenzkurve im Bereich von 50 bis 10 000 Hz aufgenommen. Die Strecke arbeitet als Druckempfänger.

Es folgt eine Erörterung des Mechanismus der Druckwirkung. Zunächst wird die Frage des mechanischen Mitschwingens der Elektroden in einem Schallfeld ausführlich behandelt. Hieran schließt sich die Betrachtung der Druckwirkung auf den Entladungsmechanismus selbst.

Auf Grund der Annahme, daß die Druckabhängigkeit des Koronastroms hauptsächlich in der Druckabhängigkeit der Elektronenstoß-Ionisierungszahl α ihre Ursache hat, wird für Druckabhängigkeit der Koronastromstärke eine Formel abgeleitet und geprüft.

Die vorliegende Arbeit wurde im II. Physikalischen Institut der Universität Berlin auf Anregung von Herrn Dozent Dr. H i n d e r e r durchgeführt. Dem Leiter des Instituts, Herrn Ministerialdirigent Prof. Dr. S c h u m a n n , habe ich zu danken für die Überlassung des Arbeitsplatzes und vielfache Förderung. Ebenso bin ich Herrn Dr. Hinderer für tatkräftige Unterstützung und wertvolle Hinweise zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

Ich wurde am 6. Dezember 1909 in Kaukehmen (Ostpr.) als Sohn des Landbriefträgers Arthur Walter und seiner Ehefrau Marie, geb. Tietz geboren. 1912 wurde mein Vater nach Berlin versetzt, wo ich nacheinander folgende Schulen besuchte: Von 1916 bis 1920 die 231. Gemeindeschule; von 1920 bis 1926 die Menzel-Realschule (Obersekundareife); von 1926 bis 1929 die Kirschner-Oberrealschule (Ostern 1929 Abiturium). Vom Sommersemester 1929 bis zum Wintersemester 1932/33 studierte ich an der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin Physik und Mathematik. Mit dem Sommersemester 1937 nahm ich das Studium an der gleichen Universität wieder auf und begann im Sommer 1938 im II. Physikalischen Institut der Universität Berlin die Arbeit an vorliegender Dissertation.

Herstellung: V D I - Verlag, Berlin NW 7